

РОБОТА 1. ВИМІРЮВАННЯ ЯСКРАВІСНОЇ ТЕМПЕРАТУРИ ЛАМПИ РОЗЖАРЮВАННЯ

Деякі питання теорії та методики виконання роботи

Тепловим називають електромагнітне випромінювання, що випромінюється тілом, речовина якого перебуває у стані термодинамічної рівноваги та характеризується певною температурою. Теплове випромінювання притаманне будь-якому тілу, температура якого більша за нуль.

На практиці, кількісну міру випромінювання визначають через потужність P [Вт]. Поверхня, що світиться, характеризується світністю (інтегральною випромінювальною спроможністю) – потоком випромінювання з одиниці поверхні в межах півпростору: $R=dP/dS$ [Вт/м²]. Спектральною світністю називають величину, що чисельно дорівнює потоку з одиниці поверхні, що припадає на інтервал довжин хвиль від λ до $\lambda+d\lambda$, віднесеного до інтервалу $d\lambda$: $r_T(\lambda)=dR/d\lambda$ [Вт/м³].

Поверхню тіла також характеризують інтегральною та спектральною поглинальною спроможністю, яка дорівнює відношенню потужності, що поглинулася до потужності випромінювання, що падає на поверхню: $A=P_{\text{погл}}/P_{\text{пад}}$; $a_T(\lambda)=dA/d\lambda$. Тіло, для якого $a(\lambda)=1$, називають абсолютно чорним тілом (АЧТ).

Згідно із законом Кірхгофа, в умовах термодинамічної рівноваги відношення випромінювальної спроможності до поглинальної для будь-якого тіла є деяка фундаментальна функція, що дорівнює випромінювальній спроможності АЧТ:

$$\frac{r_T(\lambda)}{a_T(\lambda)} = r_T^0(\lambda)$$

Спектральний розподіл світності для АЧТ при заданій температурі визначається формулою Планка:

$$r_T^0(\lambda) = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\lambda kT} - 1}$$

Поглиналина спроможність реальних тіл менша за одиницю. Тому, згідно із законом Кірхгофа, вони випромінюють менше за АЧТ на тих самих довжинах хвиль при тих самих температурах. Випромінювання реальних нагрітих тіл не визначається повністю їх температурою, а залежить ще і від матеріалу. Але на практиці вводять деякі ефективні температури, які визначають випромінювання тіла і можуть бути співстав-

ленні з його справжньою температурою. Найчастіше використовують поняття яскравісної температури.

Яскравісна температура (T_J) даного тіла дорівнює такій температурі АЧТ, при якій спектральна світність АЧТ дорівнює спектральній світності даного тіла на тій самій довжині хвилі. Із визначення яскравісної температури видно, що завжди має місце нерівність: $T_J < T$.

Яскравісну температуру, зазвичай, вимірюють за допомогою спеціального приладу – оптичного пірометра.

В даній роботі вимірювання яскравісної температури розжареного тіла виконують за допомогою оптичного пірометра із зникаючою ниткою. Методика вимірювань базується на візуальному порівнянні яскравості еталонної розжареної нитки із зображенням досліджуваного тіла. Рівність видимих яскравостей, що спостерігаються через монохроматичний світлофільтр для $\lambda = 0.69$ мкм, фіксується по зникненню зображення нитки на фоні розжареного тіла.

На схемі (рис.1) показано оптичну схему пірометра, який включає наступні елементи:

1. Оптичну систему, що складається з об'єктива 2, окуляра 5, діафрагми та монохроматичного (червоного) світлофільтра 6, який дозволяє розглядати у променях певного кольору нитку пірометричної лампи на фоні зображення розжареного тіла. Також в оптичну схему може бути введений послаблюючий світлофільтр 3 для розширення шкали приладу.

2. Пірометричну лампу 4, увімкнену в електричну схему послідовно із блоком живлення та реостатом для регулювання струму розжарення нитки лампи, яка служить еталоном вимірюваної яскравісної температури лампи 1.

3. Електровимірювальний прилад, що представляє собою диференціальний амперметр магнітоелектричної системи з двома рамками, з яких основну включено паралельно до лампи, а додаткову – назустріч основній і послідовно з лампою. Застосування зазначеної схеми дозволяє зменшити неробочу ділянку шкали до мінімальної величини. Шкала приладу відградуйована у градусах Цельсія яскравісної температури.

Порядок виконання роботи

1. Зібрати експериментальну установку, яка включає оптичний пірометр та досліджувану лампу розжарювання із блоком живлення. Пірометр встановити на штативі, так, щоб спіраль досліджуваної лампи знаходилась на його оптичній осі.

2. Увімкнути живлення пірометра та лампи.

3. Встановити об'єктив пірометра таким чином, щоб у полі зору спостерігалось розмите зображення спіралі лампи.

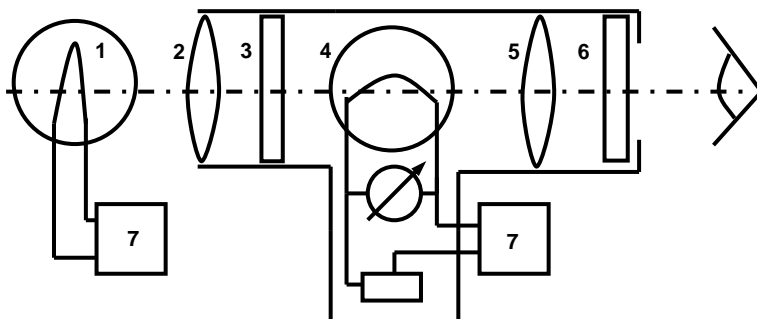


Рис. 1 Схема оптичного пірометра: 1 – досліджувана лампа розжарювання, 2 – об’єктив, 3 – послаблюючий світлофільтр, 4 – лампа з еталонним тілом розжарювання, 5 – окуляр, 6 – червоний світлофільтр, 7 – блоки живлення.

4. Повільно змінюючи за допомогою реостату струм через еталонну нитку пірометра, переконайтесь, що у деякий момент зображення нитки зливається з фоном, який формує розмите зображення спіралі лампи. Для такого положення реостату зробити відлік по шкалі температур.

5. Виміряти яскравісну температуру лампи для 4 – 5 значень напруги живлення в межах 150 – 220 В. Побудувати графік залежності $T = f(U_{жив})$.

Література: [1, 2, 6].

РОБОТА 2. ГРАДУЮВАННЯ ПРИЗМОВОГО СПЕКТРОМЕТРА ИСП-51

Деякі питання теорії та методики виконання роботи

Сучасний спектральний прилад складається з трьох основних частин: освітлювальної, приймально-реєструючої, та, власне, спектральної. Функція освітлювальної системи полягає в оптимізації передачі світлового потоку на вхідний отвір спектрального приладу. Приймально-реєструюча частина забезпечує ефективний прийом, підсилення та реєстрацію світлового потоку, що пройшов через спектральний прилад.

Спектральна частина (рис. 2) складається з вхідного коліматора (вхідна щілина – 1 та коліматорний об’єктив – 2), диспергуючої системи 3 (зазвичай, призма або дифракційна ґратка), світлового (діючого) отвору 4, який суміщають із вхідною зіницею приладу, камерного об’єктива – 5;

у його фокальній площині встановлюють фотопластинку (при фотографічній реєстрації спектра) або вихідну щілину (при фотоелектричній реєстрації).

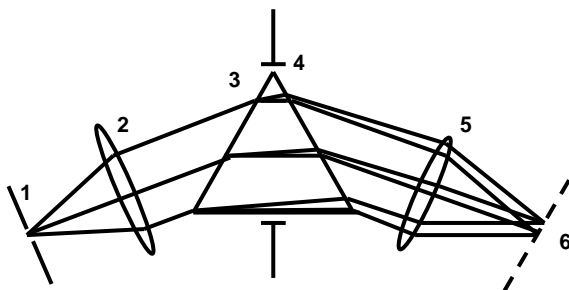


Рис. 2 Схема узагальненого спектрального приладу: 1 – вхідна щілина, 2 – коліматорний об'єктив, 3 – диспергуюча система, 4 – діючий отвір, 5 – камерний об'єктив, 6 – вихідна площина.

Коліматор спрямовує на призму паралельний пучок променів. Призначення камери – фокусувати випромінювання різних довжин хвиль в площині вихідної щілини. Головним елементом будь-якого спектрометра є диспергуюча система, яка відхиляє промені різних довжин хвиль на різні кути. Зокрема, у спектрометрі ИСП-51 використовується трипризмона система Ферстерлінга, яка складається з призми Аббе та двох 60° -призм (рис. 3).

Сукупність монохроматичних зображень вхідної щілини, утворених оптичною системою спектрометра, формує спектр у вихідній площині.

У спектральних приладах з фотоелектричною реєстрацією у задньому фокусі камерного об'єктива встановлено вихідну щілину, через яку виходить майже монохроматичне випромінювання, що реєструється фотоелектронним приймачем (ФЕП). Електричний сигнал підсилюється і поступає на самописець. Якщо синхронно сканувати спектр відносно вихідної щілини, наприклад, обертаючи відповідним чином призмову систему, та рухати стрічку самописця, на останній залишається запис спектра (спектрограма).

Однією з найважливіших кількісних характеристик спектрального приладу є кутова дисперсія, яка характеризує здатність диспергуючої системи по-різному відхиляти промені різних довжин хвиль. Кутова дисперсія визначає кутову віддаль $\delta\varphi$, що створюється диспергуючою системою спектрального приладу між двома променями з близькими довжинами хвиль λ та $\lambda + d\lambda$ і дорівнює:

$$D_{\varphi} = \frac{d\varphi}{d\lambda}$$

У загальному випадку, кутова дисперсія однопризмової системи залежить від кута падіння променя на призму, заломлюючого кута призми та дисперсії речовини призми. При симетричному ході променя, коли кути входу в призму і виходу з неї рівні, загальне відхилення буде мінімальним і кутова дисперсія дорівнює:

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{dn}{d\lambda} \cdot \frac{2 \sin \frac{\alpha}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}}},$$

де α – заломлюючий кут призми, n – показник заломлення, $dn/d\lambda$ – дисперсія речовини призми. Для багатопризмової системи, у випадку встановлення кожної призми у мінімумі відхилення, кутова дисперсія дорівнює сумі дисперсій усіх призм. Для призмових систем постійного відхилення, зокрема і системи Ферстерлінга, другий множник практично однаковий для всіх довжин хвиль. Отже, кутова дисперсія пропорційна до дисперсії речовини, яка є нелінійною функцією довжини хвилі і в більшості випадків визначається емпіричними формулами Коші:

$$n(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2},$$

або Гартмана:

$$n(\lambda) = n_0 + \frac{C}{\lambda - \lambda_0}.$$

Таким чином, між кутом повороту призмової системи та довжиною хвилі променя, який потрапив у вихідну щілину існує монотонний, але нелінійний зв'язок. Це призводить до нелінійності кроку розгортки спектрограми відносно довжини хвилі. Щоб подолати певну незручність, що виникає при роботі зі спектрограмами, проводять процедуру градуювання спектрометра – приведення у відповідність довжини хвилі з кроком розгортки спектрограми або поділкою шкали барабана, який жорстко прив'язаний до системи обертання призм. З цією метою записують спектрограму випромінювання джерела з вузькими спектральними лініями, довжини хвиль яких відомі. Зазвичай, у якості такого джерела викорис-

товують газорозрядні лампи на парах ртуті. Як відомо, розряд у парах ртуті має невелику кількість спектральних ліній у видимому та близькому ультрафіолетовому діапазонах (див. Додаток).

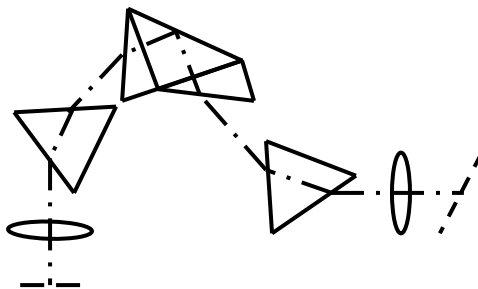


Рис. 3 Оптична схема спектрометра ИСП-51.

Порядок виконання роботи

1. Встановити джерело світла (ртутну лампу типу ПРК). Перевірити роботу електронних блоків приймально-реєструючої системи.
2. Встановити оптимальну ширину вхідної та вихідної щілин. Критерієм служить вигляд спектрограми жовтого дублету ртуті – лінії повинні повністю розділятися, а їх амплітуди становити 0.8–0.9 від максимального значення шкали.
3. Записати спектр ртутної лампи.
4. Побудувати грабуювальний графік (залежність поділки барабана від довжини хвилі).

Література: [2, 4, 5, 7].

РОБОТА 3. ВИЗНАЧЕННЯ СПЕКТРАЛЬНОЇ ЧУТЛИВОСТІ ПРИЗМОВОГО СПЕКТРОМЕТРА ИСП-51

Деякі питання теорії та методики виконання роботи

Будь-який спектральний прилад спотворює реальний спектральний розподіл випромінювання, що поступає від джерела. Причин тому є декі-

лька:

1. Вплив апаратної функції приладу призводить до спотворення реальних контурів вузьких спектральних ліній і обмежує роздільну здатність. Однак, на слабо структурованих спектрах (наприклад, спектрах люмінесценції та поглинання у конденсованих середовищах) цей вплив не позначається.

2. Коефіцієнт пропускання світла оптичних матеріалів залежить від довжини хвилі. На краях області прозорості матеріалу оптичних елементів зареєстрований спектральний розподіл матиме меншу інтенсивність, ніж реальний. Оскільки робочий діапазон спектральних призм, зазвичай, знаходиться поблизу короткохвильового краю області прозорості, для призмових СП характерне зменшення коефіцієнта пропускання у синьо-фіолетовій області.

3. Коефіцієнт пропускання дифракційних СП визначається дифракційним фактором $(\sin u/u)^2$, що призводить приблизно до 20% його зменшення на краях робочого діапазону 1-порядку.

4. При фотоелектричній (а також і фотографічній) реєстрації найбільш суттєвим фактором спотворення реального спектра є спектральна чутливість приймача. Оскільки більшість приймачів працюють на принципі фотоэффекту (зовнішнього чи внутрішнього), для них існує червона границя. Тобто, робочий діапазон спектра фотоелектронних приймачів принципово обмежений у довгохвильовій області. Для більшості приймачів це призводить до значного зниження коефіцієнта передачі у червоній області спектра.

Для відтворення дійсного спектрального розподілу випромінювання, що поступає від джерела, виконують процедуру калібрування СП по спектральній чутливості. З цією метою записують спектрограму $I_{\text{ex}}^0(\lambda)$ відомого спектрального розподілу еталонного тіла розжарювання. Для заданої яскравісної температури T теоретичний спектральний розподіл такого джерела з достатньою точністю описується формулою Планка:

$$I_{\text{th}}^0(\lambda) \sim r_T^0(\lambda) = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1},$$

Спектральний розподіл має максимум на довжині хвилі:

$$\lambda_{\text{max}} [\mu\text{m}] = \frac{2897.8}{T[K]}.$$

Якщо прийняти

$$z = \frac{\lambda}{\lambda_{\max}} = 3.4508\lambda T,$$

то функцію Планка у безрозмірних одиницях з максимумом, приведеним до одиниці, можна представити у вигляді:

$$r^0(z) = (e^a - 1) \cdot \frac{z^{-5}}{e^z - 1},$$

де $a = 4.9651$. Значення цієї функції наведено у таблиці (див. Додаток).

Коефіцієнтом спектральної чутливості спектрального приладу називають нормований параметр $k(\lambda)$, який задається співвідношенням:

$$k(\lambda) = \frac{I_{\text{exper}}^0(\lambda_0)}{I_{\text{theor}}^0(\lambda_0)} \cdot \frac{I_{\text{theor}}^0(\lambda)}{I_{\text{exper}}^0(\lambda)},$$

де λ_0 – довжина хвилі, на якій спотворення спектра мінімальне. Відповідно, $k(\lambda_0) = 1$, і для усіх інших довжин хвиль: $k(\lambda) < 1$.

Коефіцієнт $k(\lambda)$ є однією з основних експлуатаційних характеристик СП із заданим фотоелектронним приймачем. При будь-яких спектральних вимірюваннях за допомогою цього коефіцієнта здійснюється корекція експериментального спектра до реального:

$$I_{\text{real}}(\lambda) = \frac{I_{\text{ex}}(\lambda)}{k(\lambda)}.$$

Порядок виконання роботи

1. Встановити джерело світла (лампу розжарювання).
2. Від'юстувати освітлювальну систему.
3. Записати спектр випромінювання лампи розжарювання.
4. По даній температурі T_n визначити з формули Віна λ_{\max} , і по таблицях обрахувати теоретичну спектральну криву випромінювання лампи розжарювання.
5. Виходячи із значень експериментального та теоретичного спектрального розподілу випромінювання, побудувати криву спектральної чутливості спектрометра.

Література: [2, 4, 6, 7].

РОБОТА 4. ЮСТУВАННЯ ТА ГРАДУЮВАННЯ МАКЕТУ СПЕКТРОГРАФА З ПРИЗМОЮ АББЕ

Деякі питання теорії та методики виконання роботи

У спектральних приладах сканування спектра можна здійснювати або пересуванням вихідної щілини по спектру або пересуванням спектра відносно вихідної щілини. С конструктивної точки зору друге рішення є простішим. Тому в типових конструкціях спектральних приладів, особливо монохроматорів, використовують нерухомі щілини. Сканування спектра відносно вихідної щілини здійснюється обертанням диспергуючого елемента.

При нерухомих вхідній та вихідній щілині повинен бути забезпечений сталий кут відхилення пучка променів, причому додатковою умовою є проходження пучка через призму в мінімумі відхилення або поблизу нього. Для цього служать призми та призмові системи сталого відхилення.

Призма Аббе (рис. 4) складається з двох 30° призм та одної 45° , яка служить для відхилення променя на 90° . Оскільки 30° призми відхилюють промінь у протилежних напрямках, для променя будь-якої довжини хвилі, що йде у мінімумі відхилення, загальне відхилення променя дорівнює 90° . Недоліком призми такого типу є велика довжина оптичного шляху, що збільшує поглинання світла. Тому призми Аббе застосовують переважно у видимій області спектра. Призми невеликого розміру виготовляють з одної скляної заготовки. Великі призми роблять складними: 30° -призми зі скла з більшою дисперсією і, відповідно, з більшим поглинанням, 45° -призму – з мінімальним поглинанням та малою дисперсією.

У деяких спектральних приладах (зокрема, ИСП-51) використовується призмовею система Ферстерлінга, що складається з двох 60° призм та призми Аббе між ними (рис. 3). Узгодженим обертанням усіх трьох призм можна здійснити сканування спектра.

Кутова дисперсія n -призмової системи обрховується за формулою:

$$D_\phi = \frac{d\phi}{d\lambda} = \sum_{i=1}^n D_\phi^i \cdot \prod_{l=i+1}^n \Gamma_l;$$

де D_ϕ^i – кутова дисперсія i -ї призми, Γ_i – кутове збільшення відповідної призми. Для трипризмової системи, наприклад системи Ферстерлінга, вираз спрощується до такого:

$$D_\phi = D_\phi^1 \cdot \Gamma_2 \cdot \Gamma_3 + D_\phi^2 \cdot \Gamma_3 + D_\phi^3$$

Однією з важливих характеристик спектрографа є лінійна дисперсія, яка пов'язана з кутовою дисперсією через співвідношення:

$$D_l = \frac{dl}{d\lambda} = \frac{d\varphi}{d\lambda} \cdot f_2 \cdot \frac{1}{\sin \varepsilon},$$

де dl – лінійна відстань у фокальній площині камерного об'єктива між спектральними лініями з довжинами хвиль λ та $\lambda + d\lambda$, f_2 – фокусна відстань камерного об'єктива, ε – кут між слідом площини спектра та оптичною віссю.

Якщо не враховувати дифракцію (що можливо за умови достатньо широкої вхідної щілини), у вихідній площині формується геометричне зображення вхідної щілини завширшки

$$s' = s \cdot D_l,$$

де s – ширина вхідної щілини.

Внаслідок дифракції на діючому отворі, зображення вхідної щілини буде розширене у порівнянні з геометричними розмірами. При зменшенні вхідної щілини її зображення також буде зменшуватись, але до певної межі, яку можна вважати рівною ширині дифракційного максимуму. “Нормальною” називають таку ширину вхідної щілини s_N , при якій геометрична ширина її зображення дорівнює ширині дифракційного максимуму. Прирівнюючи геометричну ширину зображення до лінійної ширини дифракційного максимуму, отримуємо:

$$s_N = f_1 \frac{\lambda}{D},$$

де f_1 – фокусна відстань коліimatorного об'єктива, D – діаметр діючого отвору.

Щоб отримати якомога вузкі лінії у спектрі, необхідно зменшувати ширину вхідної щілини. Однак, недоцільно робити її меншою за “нормальну” ширину, оскільки подальше зменшення вхідної щілини не звузить її зображення, але при цьому сильно зростуть втрати енергії. За умови “нормальної” ширини щілини роздільна здатність та світлосила спектрального приладу реалізовані оптимально.

Порядок виконання роботи

1. Від'юстувати коліimator спектрографа.
2. Виставити призму Аббе.

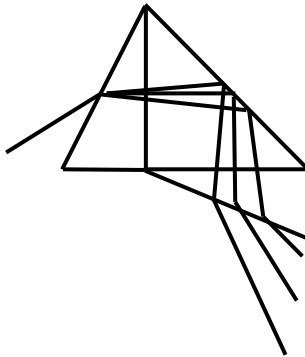


Рис. 4 Призма Аббе.

3. Від'юстувати камеру спектрографа. Встановити нормальну ширину вхідної щілини. Критерієм оптимального юстування є візуальне розділення ліній жовтого дублету.
4. Зафіксувати спектр. Виміряти відносне положення спектральних ліній.
5. Виставити систему призм по схемі ИСП-51. Переконатись, що усі призми встановлено у положенні мінімального відхилення.
6. Виміряти відносне положення спектральних ліній.
7. Побудувати графіки залежності $x=x(\lambda)$ для двох схем спектрографів.
8. Обрахувати кутову та лінійну дисперсію для трьох ділянок спектра.
9. Порівняти дисперсії для різних оптичних схем, перевірити узгодження результатів з теорією.

Література: [2, 4, 5, 6, 7].

РОБОТА 5. ПОДВІЙНІ МОНОХРОМАТОРИ

Деякі питання теорії та методики виконання роботи

У спектральних приладах завжди присутнє розсіяне світло, яке накладається на досліджуваний спектр. Вплив розсіяного світла можна зменшити, наприклад, за допомогою селективних фільтрів. Однак, радикальним заходом є подвійна монохроматизація випромінювання.

Подвійний монохроматор представляє собою систему з двох простих монохроматорів, спряжених таким чином, що монохроматичний пучок, пропущений першим приладом, проходить через другий. При цьому вихідна щілина першого монохроматора служить вхідною щілиною для

другого.

Виграш у відношенні сигнал/шум для подвійного монохроматора можна пояснити у наступний спосіб (рис. 5). Нехай досліджується відносно слабка монохроматична складова деякого спектра (сигнал). Водночас, має місце паразитне розсіяння (шум) на поверхнях та у товщі оптичних елементів збуджуючого випромінювання. Така ситуація, наприклад, реалізується при дослідженні спектрів комбінаційного розсіювання світла.

У вихідній площині першого монохроматора матимемо монохроматичне зображення вхідної щілини (сигнал) та фонову засвітку розсіяного пучка (шум) – рис. 5(а). Відношення сигнал/шум визначається через відношення потоків корисного та паразитного, що проходять через вихідну щілину. У випадку, зображеному на рис. 5(а) це відношення дорівнює двом.

На виході другого монохроматора (рис. 5(б)) величина корисного світлового потоку залишається практично незмінною (якщо знехтувати пасивними втратами), а світловий потік, спричинений паразитним фоном, багатократно зменшується. Причому, повна його потужність зберігається, однак у вихідну щілину потрапляє її незначна частина. Тому на виході другого монохроматора відношення сигнал/шум суттєво зростає.

Існує два варіанти подвійних монохроматорів, що відрізняються на прямом дисперсії. У першому випадку (рис. 6) світло, що проходить через вхідну щілину 1, утворює проміжний спектр у площині щілини 2. Ділянка цього спектра, що вирізається щілиною 2, поступає на другу частину приладу та знову зазнає дисперсії. Звернувши увагу на розташування довжин хвиль у проміжному спектрі щілини 2, легко бачити, що якщо обидва монохроматори мають однакову дисперсію, у площині вихідної щілини 3 лінійна дисперсія виявляється у двічі більшою. Таким чином, дисперсії обох частин монохроматора додаються. Перебудова такого монохроматора по довжинах хвиль здійснюється одночасним обертанням обох призм.

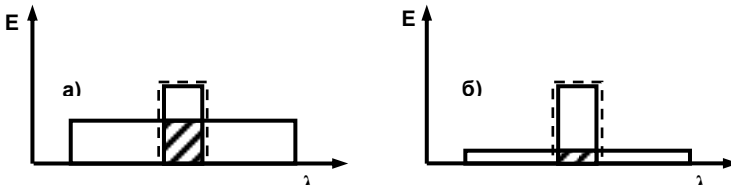


Рис. 5 Збільшення відношення сигнал/шум за рахунок подвійної монохроматизації. (а), (б) – освітленість у вихідних площинах першого та другого монохроматорів, відповідно. Пунктиром показано спектральні розміри вихідних щілин. Штриховкою виділено ту частину потужності розсіяного світла, що проходить через вихідні щілини.

У другому випадку на проміжній щілині утворюється такий самий спектр, як і в першому випадку. Але друга частина монохроматора не поліпшує спектрального розкладу, а, навпаки, збирає промені, розкладені у спектр першою частиною, до початкового стану. Якщо середня щілина відсутня, у площині 3 утворюється зображення вхідної щілини 1 без спектрального розкладу. За наявності проміжної щілини у вихідній фокальній площині утворюється зображення вхідної щілини у променях того інтервалу довжин хвиль, які пройшли через проміжну щілину. Сканування спектра у подвійних монохроматорах з відніманням дисперсії можна здійснити дуже просто – шляхом переміщення проміжної щілини вздовж спектра.

В лабораторній роботі принцип дії подвійного монохроматора вивчається на прикладі двох монохроматорів з призми Аббе, зібраних по П- та Z-схемах. Причому існує можливість у кожному монохроматорі використовувати як малу (М), так велику (В) призми.

Порядок виконання роботи

1. Від'юстувати одинарні монохроматори з однаковими призмиами.
2. Зчленувати два одинарних монохроматора у П-схему з відніманням дисперсії (М–М). Переконайтесь, що у вихідній площині другого монохроматора спостерігається не розкладене у спектр зображення вхідної щілини.
3. Перемалювати та виміряти спектри на виході одинарного та подвійного монохроматорів.
4. Замінити другу призму іншою – з більшою дисперсією (М–В).
5. Перемалювати та виміряти спектр.

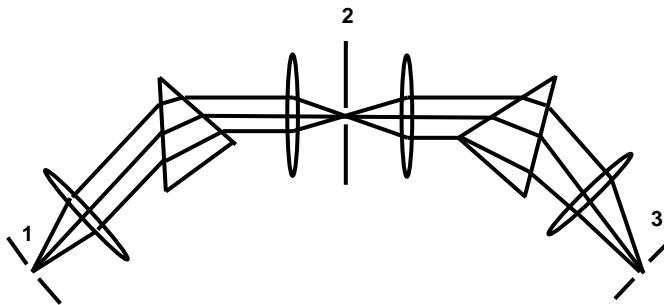


Рис. 6 П-схема подвійного монохроматора з додаванням дисперсії.

6. Поміняти призми місцями (В–М). Виконати аналогічні операції.
7. Те ж саме для додавання дисперсії (М+В, В+М).
8. Те ж саме для Z-схеми.
9. Побудувати графіки залежності $x=x(\lambda)$ для всіх схем подвійних монохроматорів. Графіки дисперсії апроксимувати лінійною функцією.
10. Обрахувати кутову дисперсію одинарних монохроматорів з великою та малою призмами.
11. Порівняти дисперсії для різних схем, перевірити узгодження результатів з теорією.

Література: [2, 4, 5, 7].

РОБОТА 6. ЮСТУВАННЯ ТА ГРАДУЮВАННЯ СПЕКТРОГРАФА З ПЛОСКОЮ ДИФРАКЦІЙНОЮ ГРАТКОЮ

Деякі питання теорії та методики виконання роботи

У спектральних приладах у якості диспергуючого елементу широке застосування знаходять дифракційні ґратки різноманітних типів – плоскі, угнуті, з різною формою та профілем штриха. Розглянемо основні спектроскопічні властивості плоскої ґратки.

Нехай на плоску амплітудну відбиваючу ґратку під кутом ψ до нормалі падає паралельний пучок променів. Пучки, що зазнали дифракції при відбиванні від ґратки, збираються об'єктивом камери у фокальній площині, де і спостерігається дифракційна картина. Будемо вважати, що кути падіння ψ і дифракції ϕ мають різні знаки, якщо лежать по різні боки від нормалі.

Кутовий розподіл енергії у пучку, що дифрагував на періодичній структурі, визначається як добуток двох функцій: $F(\phi) = F_1(u) \cdot F(v)$. Перша представляє собою кутовий розподіл енергії при дифракції на відбиваючій частині штриха шириною b і дорівнює

$$F_1(u) = \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2, \quad u = \frac{\pi b(\sin \phi + \sin \psi)}{\lambda}.$$

Кутовий розподіл має максимум при $u = 0$ та нульові значення при $\sin u = 0, u \neq 0$. Максимум відповідає дзеркальному відбиванню променя, а нульові значення розташовані при

$$\sin \phi + \sin \varphi = \frac{\lambda}{b}, 2 \frac{\lambda}{b}, \dots$$

Друга функція описує кутовий розподіл енергії при інтерференції однакових пучків світла, кількість яких дорівнює загальному числу N штрихів ґратки:

$$F_2(v) = \left(\frac{\sin Nv}{\sin v} \right)^2, v = \frac{\pi d (\sin \phi + \sin \varphi)}{\lambda},$$

де d - період ґратки. Умова нульових значень функції $F_2(v)$ відповідає $Nv = n\pi$, де n - ціле число, або

$$Nd(\sin \phi + \sin \varphi) = n\lambda.$$

Однак у випадках $v = kn$ де $k = 0, 1, 2, \dots$ значення $\sin v$ перетворюється на нуль. Розкриття невизначеності вказує, що у цих випадках $F_2(v)$ набуває максимальних значень. Очевидно, що відповідне значення n кратне числу N . Таким чином, при $n = Nk$ замість нульових значень мають місце головні дифракційні максимуми. Вони доволі рідкі, оскільки число n набуває $(N - 1)$ послідовних цілих значень, перед тим як стати кратним до N - загальному числу штрихів ґратки, зазвичай, великому. Умова головних максимумів

$$d(\sin \phi + \sin \varphi) = k\lambda$$

є основним рівнянням дифракційної ґратки. З нього видно, що значення k не може бути більшим за $k_{max} = 2d/\lambda$. Між головними максимумами знаходяться $(N - 2)$ побічних максимумів. При дуже великій кількості штрихів, яка у звичайних ґратках досягає десятків тисяч, побічні максимуми практично не видно.

Положення головних максимумів у дифракційній картині залежить від довжини хвилі. При цьому кожній довжині хвилі відповідає свій набір головних максимумів з усіма можливими значеннями k . Таким чином, ґратка створює серію спектрів. Їх нумерують у відповідності з числом k , а саму величину k називають порядком спектра. У центрі дифракційної картини, де $\psi = -\varphi$, знаходиться спектр нульового порядку - не розкладений у спектр "білий" максимум. Найбільша кількість енергії потрапляє саме у цей максимум.

Якщо при відбиванні від кожного штриха ввести додаткову різницю ходу, як це має місце у профільованих ґратках (рис. 7), порядок спектра, що відповідає дзеркальному відбиттю від штриха, зміниться. При відби-

ванні від профільованої ґратки по нормалі до поверхні штриха додаткова різниця фаз дорівнює $2h/\lambda$, де h – висота профілю, тому максимум функції F_1 опиняється у порядку $k = 2h/\lambda$. Кажуть, що ґратка концентрує енергію у даний порядок.

Дифракційна ґратка характеризується кутовим збільшенням:

$$\Gamma = \frac{d\varphi}{d\psi} = \frac{\cos \varphi}{\cos \psi}.$$

Кутове збільшення дорівнює +1 у нульовому порядку ($\psi = -\varphi$) та при використанні ґратки в автоколімаційній схемі ($\psi = \varphi$).

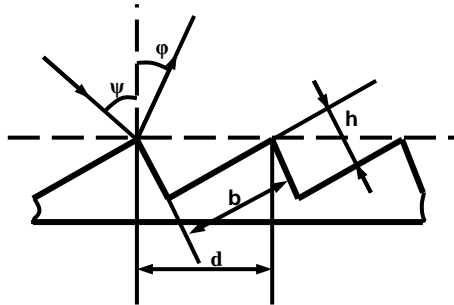


Рис. 7 Профільована дифракційна ґратка.

Кутову дисперсію ґратки D_φ знаходимо з умови для головних максимумів:

$$D_\varphi = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{k}{d \cos \varphi}.$$

Для заданих значень k та d кутова дисперсія залежить тільки від кута дифракції. Якщо $\varphi = 0$, тобто, спектр спостерігається по нормалі до ґратки, кутова дисперсія стала.

Кутові розміри спектра у приладах звичайно не перевищують кількох градусів. Тому при не дуже великих кутах дифракції для вимірювання довжин хвиль ліній у дифракційному спектрі практично завжди можна користуватися лінійною інтерполяцією.

Використавши умову головних максимумів, отримуємо інший вираз для кутової дисперсії:

$$D_{\varphi} = \frac{\sin \phi + \sin \varphi}{\lambda \cos \varphi}.$$

В автоколімаційній схемі $\sin \psi = \sin \varphi$ (рис. 8) , і вираз набуває вигляду:

$$D_{\varphi} = \frac{2tg\varphi}{\lambda}.$$

Лінійна дисперсія $D_l = dl/d\lambda$ пов'язана із кутовою співвідношенням $D_l = fD_{\varphi}$, де f - фокусна відстань камерного об'єктива, і при невеликих змінах кута φ також практично стала.

При заданих кутах падіння та дифракції умова головних максимумів виконується для різних довжин хвиль, аби зберігалась умова $k\lambda = \text{const}$. Ступінь накладання спектрів різних порядків характеризують величиною вільної спектральної області (області дисперсії) $\Delta\lambda = \lambda/k$. Величина $\Delta\lambda$ представляє собою ділянку спектра порядку k по обидві боки від робочої довжини хвилі λ , в межах якої можна не чекати появи тієї ж довжини хвилі зі спектрів сусідніх порядків $k-1, k+1$.

Порядок виконання роботи

1. Встановити джерело випромінювання на оптичній осі.
2. Встановити конденсор на оптичній осі. Домогтися оптимального заповнення об'єктива.
3. Шляхом повертання ґратки вивести в площину касети спектр 1-го порядку.

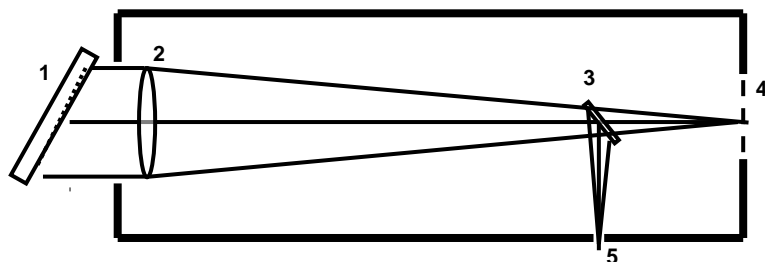


Рис. 8 Спектрограф з дифракційною ґраткою, встановленою в автоколімаційній схемі. 1 - дифракційна ґратка, 2 - об'єктив, 3 - подільна пластинка, 4 - вихідна площина (площина касети), 5 - вхідна щілина.

4. Виміряти відносні положення ліній спектра ртутної лампи (за два прийоми)
5. Те ж саме виконати для спектра –1-го порядку.
6. Те ж саме для спектрів 2-го та –2-го порядків.
7. Побудувати градувальні графіки для всіх чотирьох спектрів.
8. Обрахувати лінійну та кутову дисперсії.
9. Обчислити сталу ґратки.

Література: [2, 4, 5, 6, 7].

РОБОТА 7. МАКЕТИ УСТАНОВОК З УГНУТОЮ ДИФРАКЦІЙНОЮ ГРАТКОЮ

Деякі питання теорії та методики виконання роботи

Угнута дифракційна ґратка поєднує в собі функції диспергуючого елемента та фокуруючої оптики. В оптичній схемі приладу лишається одна відбиваюча поверхня – сама ґратка, що є надзвичайно важливим для далекої УФ області.

Фокууюча дія угнутих сферичних дифракційних ґраток визначається співвідношенням (для мередіанального перерізу):

$$\frac{\cos^2 \psi}{a} + \frac{\cos^2 \varphi}{b} = \frac{\cos \psi + \cos \varphi}{\rho},$$

де ψ , φ – кути падіння та дифракції, відповідно; a , b та ρ визначені на рис. 9.

Якщо задати $a = \rho \cos \psi$ то для положення спектра знаходимо $b = \rho \cos \varphi$. У цьому випадку вхідна щілина та спектр розташовані на кругу з діаметром, що дорівнює радіусу кривизни ρ сферичної поверхні ґратки. Цей круг називають кругом Роуланда.

Для угнутої ґратки справедливий той самий вираз для кутової дисперсії, як і для плоскої ґратки, за умови, що ширина штриха відраховується по хорді:

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{k}{d \cos \varphi} = \frac{k\rho}{db}.$$

Знайдемо лінійну дисперсію для спектрографа, коли фотоплівка роз-

ташовується по колу Роуlanda. Будемо відраховувати координату l по дузі кола Роуlanda від центру ґратки. Кут дифракції φ є вписаним в коло діаметром ρ , тому

$$\varphi = \frac{\pi}{2} - \frac{l}{\rho}.$$

Звідки диференціюванням знаходимо лінійну дисперсію:

$$D_l = \frac{dl}{d\lambda} = -\rho \frac{d\varphi}{d\lambda} = -\frac{k\rho^2}{db}.$$

У випадку монохроматора вихідна щілина встановлюється перпендикулярно дифрагованому променю, тоді лінійна дисперсія дорівнюватиме:

$$D_l' = \frac{dl'}{d\lambda} = b \cdot \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{k\rho}{d}.$$

Астигматична дія угнутої дифракційної ґратки визначається тим фактом, що її фокусуєча дія для сагітального перерізу не співпадає із вищезазначеним виразом для меридіанального перерізу. В результаті точка вхідної щілини в спектрі зображується вертикальним відрізком, що розташований на колу Роуlanda (меридіанальний фокус) і горизонтальним

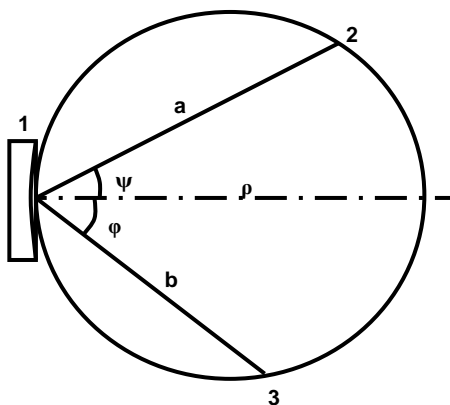


Рис. 9 Круг Роуlanda. 1 – угнута дифракційна ґратка, 2 – вхідна щілина, 3 – вихідна поверхня (поверхня касети).

відрізком, що розташовується поза кругом Роуланда (сагітальний фокус). Відстань між відповідними фокусами (астигматична різниця) дорівнює:

$$\Delta = \rho \frac{\sin^2 \varphi + \sin \phi \cdot \operatorname{tg} \phi \cdot \cos \varphi}{\cos \varphi - \sin \phi \cdot \operatorname{tg} \phi}$$

В основі більшості варіантів оптичних схем приладів з угнутими ґратками лежить круг Роуланда. Не зупиняючись на їх іменних назвах, перерахуємо можливі варіанти:

1. Схема нормального падіння ($\psi = 0^\circ$);
2. Схема косоного падіння ($\psi \approx 90^\circ$);
3. Схема спектрометра ($\psi + \varphi \approx 70^\circ$);
4. Схема з угнутим дзеркалом не прив'язується до круга Роуланда (рис. 10).

Порядок виконання роботи

1. Зібрати макети установок з угнутою дифракційною ґраткою (нормальне падіння, косоного падіння, схема спектрометра, схема з угнутим дзеркалом)

2. Перемалювати положення ліній ртуті у 1 та -1 порядках спектра для кожної з установок (додатково: для схеми косоного падіння положення ліній у 2 порядку). Зафіксувати відповідні кути на кругі Роуланда.

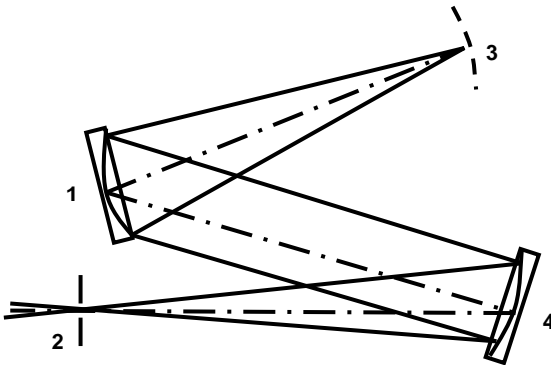


Рис. 10 Установка угнутої дифракційної ґратки в паралельних променях. 1 – дифракційна ґратка, 2 – вхідна щілина, 3 – вихідна поверхня, 4 – дзеркальний об'єкт.

3. На місце спектральної щілини встановити хрестовидну діафрагму і для схеми нормального падіння виміряти астигматичну різницю.
4. Побудувати градувальні графіки для усіх схем установки.
5. Визначити кутову та лінійну дисперсію.
6. Визначити сталу ґратки.
7. Обрахувати астигматичну різницю, порівняти з експериментальним значенням.

Література: [2, 5].

РОБОТА 8. ДОСЛІДЖЕННЯ СПЕКТРІВ ПОГЛИНАННЯ

Деякі питання теорії та методики виконання роботи

Закон послаблення світлового потоку при проходженні ним шару речовини встановлено Бугером, Ламбертом і Бером. Він формулюється у наступний спосіб: кожний нескінченно тонкий шар усередині однорідного середовища поглинає певну частину падаючого світлового потоку, пропорційну його товщині; поглинання даним тонким шаром однорідного середовища пропорційно концентрації поглинаючих центрів (молекул):

$$\frac{dI}{I} = -\alpha C dl,$$

де α – показник поглинання, розрахований на одиницю концентрації речовини та на одиницю товщини шару, він не пов'язаний з інтенсивністю падаючого світла та концентрацією речовини, але залежить від довжини хвилі світла.

Інтегруючи вираз від 0 до l отримаємо

$$I = I_0 e^{-\alpha Cl}$$

де I_0 – інтенсивність падаючого світла, I – інтенсивність світла, що пройшло через зразок. Величину $T = I/I_0$ називають коефіцієнтом пропускання або просто – пропусканням. Також користуються величинами $k = \alpha \cdot C$ – коефіцієнтом поглинання та $D = \alpha \cdot C \cdot l$ – оптичною густиною. Оптична густина рідкого розчину, що складається з не взаємодіючих компонентів дорівнює сумі оптичних густин цих компонентів. Задачею спектрофотометрії є визначення залежності пропускання (поглинання, оптичної гус-

тини) від довжини хвилі.

Визначимо умови експерименту, при яких точність реєстрації спектрів буде максимальною. Для відносної похибки коефіцієнта поглинання, застосовуючи стандартну процедуру оцінки похибки функції, можна записати:

$$\frac{\Delta k}{k} = \frac{1}{D} \cdot \left(\frac{\Delta I}{I} + \frac{\Delta I_0}{I_0} \right) \sim \frac{1}{D} \cdot (1 + e^D)$$

Графік відповідної функції показано на рис. 11, з якого випливає, що задовільна точність одержується, якщо крізь зразок проходить від 20% до 70% світла.

Для дослідження спектрів пропускання в даній роботі використовується спектрофотометр СФ-4, оптичну схему якого показано на рис. 12.

Зображення джерела світла 1, встановленого у фокальній площині еліптичного дзеркала 2, після повороту світлового пучка плоским дзеркалом 7, пройшовши через лінзу 6, проєктується на вхідну щілину 5 монохроматора, встановленого у другому фокусі еліптичного дзеркального об'єктива 4. Паралельний пучок променів, відбитий від дзеркала 4, потрапляє на 30° кварцову призму Літрова 3, розкладається нею у спектр та, відбившись від її задньої подзеркаленої грані, йде назад, фокусуючись дзеркалом 4 на вихідній щілині, розташованій над вхідною щілиною 5. Пройшовши щілину 5, світловий пучок потрапляє в кюветне відділення, проходить через кварцову лінзу 6, фільтр 8, зразок 9, захисну

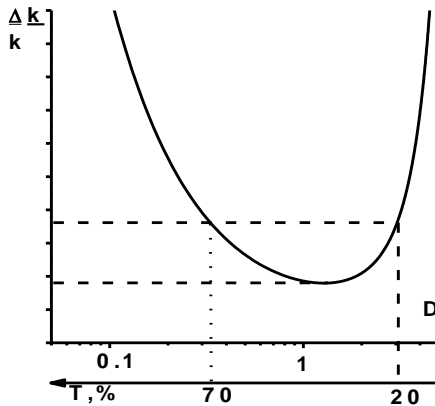


Рис. 11 Залежність відносної похибки визначення коефіцієнта поглинання від оптичної густини та оптичного пропускання.

пластинку 10 та потрапляє на фотоелемент 11.

Спектрофотометр СФ-4 призначено для вимірювання пропускання або оптичної густини зразка відносно еталону, пропускання якого береться за 100%, а оптична густина дорівнює нулю. Прилад, побудований по автоколімаційній схемі Літрова, дозволяє проводити такі вимірювання в області спектра від 2100 до 11000 А. Як джерело світла використовується воднева (дейтерієва) лампа (2100 – 3500 А) або лампа розжарювання (3200 – 11 000 А). У приладі використовуються два змінних фотоелементи: сур'мяно-цезієвий (2100 – 6500 А) та киснево-цезієвий (6000 – 11 000 А). Фотоструми підсилюються двокаскадним підсилювачем постійного струму, який забезпечує вимірювання пропускання з точністю, не гіршою за 1%. При вимірюванні зразків, пропускання яких менше за 10%, підсилювальна схема дозволяє збільшити чутливість вимірювань пропускання у 10 разів з використанням шкали потенціометра для вимірювань пропускання в межах від 0.1 до 10%.

Прилад працює по методу фотоелектричної компенсації. Фотострум від освітленого фотоелементу створює падіння напруги на високоомному опорі навантаження. Величина фотоструму пропорційна до світлового потоку, що падає на фотоелемент. Відповідно, і падіння напруги пропорційне до цієї величини. Таким чином, вимірюючи падіння напруги, можна визначити світловий потік. У приладі фотострум через високоомний опір компенсується струмом протилежного напрямку, що знімається

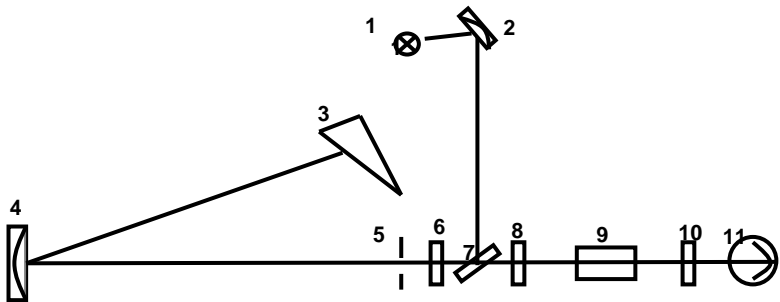


Рис. 12 Оптична схема спектрофотометра СФ-4.

з потенціометра. Контроль за компенсацією здійснюється за допомогою нуля-гальванометра. Потенціометр відкалібровано у відсотках пропускання від 0 до 100 та у відповідних одиницях оптичної густини.

Процедура вимірювання пропускання досліджуваного зразка складається з трьох операцій: 1) компенсація темного струму фотоелемента;

2) установки еталонного зразка; 3) вимірювання досліджуваного зразка.

Порядок виконання роботи

1. Приготувати водний розчин радоміну 6Ж оптимальної для вимірювання спектрів поглинання концентрації.

2. Включити живлення водневої лампи та низьковольтних схем вимірювального приладу.

3. Через 1 хвилину включити високу напругу.

4. Закривши шторку фотоелемента, ручкою потенціометру “Темновий струм” встановити нуль на гальванометрі.

5. В кюветне відділення встановити зразок (кювету з досліджуваним розчином) та еталон (кювету порівняння), переконавшись, що світловий пучок не діафрагмується елементами каретки та проходить через зразок. Закрити кюветне відділення, відкрити шторку фотоелемента.

6. Обертанням лімбу встановити необхідну довжину хвилі.

7. Відлікову шкалу встановити на 100% пропускання. На шляху світлового пучка встановити кювету порівняння (еталон) і відрегулювати ширину щілини та чутливість таким чином, щоб гальванометр показував нуль.

8. В пучок світла ввести досліджуваний зразок. Регулюванням рукоятки відлікового потенціометру знову досягти нульового показання гальванометра. По вимірювальній шкалі потенціометра визначити відсоток пропускання чи оптичну густину зразка на даній довжині хвилі.

9. Повторити всю послідовність операцій для інших довжин хвиль. В області пропускання спектр має містити 15 – 20 точок.

Література: [4, 6, 7].

РОБОТА 9. ВИМІРЮВАННЯ СПЕКТРАЛЬНИХ ПАРАМЕТРІВ ОПТИЧНИХ СВІТЛОФІЛЬТРІВ

Деякі питання теорії та методики виконання роботи

Світлофільтрами (СФ), чи просто фільтрами, називають пристрої, що змінюють спектральний склад світлового потоку. Основною спектральною характеристикою СФ є спектр пропускання, за видом якого СФ поділяються на монохроматизуючі, обрізуючі та нейтральні.

За фізичним принципом дії СФ бувають абсорбційні, інтерференційні, дисперсійні, поляризаційні та ін. В абсорбційних СФ послаблення світлового потоку відбувається за рахунок поглинання світла речовиною філь-

тра. Світловий потік, що пройшов через абсорбційний фільтр, послаблюється згідно із законом Бугера:

$$I = I_0 e^{-k(\lambda)l}.$$

Найбільш поширеними є скляні абсорбційні СФ, які у порівнянні з іншими СФ мають переваги у світловій та тепловій стійкості, однорідності, вартості. Асортимент стандартних кольорових скляних СФ майже завжди дозволяє розв'язати задачу попередньої монохроматизації або відсікання небажаної частини спектра.

У якості монохроматизуючих фільтрів широке застосування знайшли також інтерференційні СФ, побудовані на явищі багатопроменевої інтерференції. Найпростіший інтерференційний СФ складається з плоскопаралельної пластинки типу інтерферометра Фабрі-Перо (ІФП) з дуже малою базою (порядку довжини хвилі). Вираз для розподілу інтенсивності у спектрі пропускання аналогічний до відповідного виразу для звичайного ІФП і визначається функцією Ейрі.

Основна відмінність інтерференційного СФ від ІФП полягає в тому, що СФ працює в малих порядках інтерференції, що відповідають різниці ходу порядку довжини хвилі. Якщо оптична товщина фільтра дорівнює Δ , то наявний ряд смуг пропускання, довжини хвиль максимумів яких складають відповідно:

$$\lambda_1 = \frac{2\Delta}{1}, \lambda_2 = \frac{2\Delta}{2}, \dots, \lambda_k = \frac{2\Delta}{k}.$$

Фільтри, призначені для виділення першої, найбільш довгохвильової смуги пропускання, називають фільтрами першого порядку. Вони мають оптичну товщину $\Delta = \lambda/2$ і вимагають відсікання короткохвильових максимумів пропускання з довжинами хвиль $\lambda < \lambda/2$.

Конструктивно інтерференційний СФ представляє собою дві прозорі підложки між якими розміщено тонкі відбиваючі та розділяючі діелектричні шари, на яких відбувається багатопроменева інтерференція. Відсікання небажаних порядків досягається вибором матеріалу та спектральних параметрів підложок.

Інтерференційний СФ, окрім спектра пропускання, характеризується рядом інших спектральних параметрів:

1. Пропускання в максимумі смуги прозорості T_{max} .
2. Спектральна ширина смуги пропускання, яка дорівнює ширині спектрального інтервалу, на границях якого інтенсивність світлового потоку дорівнює половині інтенсивності у максимумі смуги пропускання. Часто використовують параметр добротності $m = \lambda_{max}/\delta\lambda_m$

3. Фонове (залишкове) пропускання T_{∞} на крилах смуги пропускання в області спектра, що відстоїть від λ_{\max} на відстані значно більший за $\delta\lambda$. Часто використовують фактор контрастності СФ:

$$\eta = \frac{T_{\max} - T_{\infty}}{T_{\max} + T_{\infty}}$$

4. Кутова апертура пучка. Положення максимуму смуги пропускання залежить від кута падіння, що обмежує кутову апертуру світлових пучків, яка не повинна перевищувати

$$2\alpha = 2n\sqrt{\frac{2\delta\lambda}{\lambda}}$$

Порядок виконання роботи

Для вимірювання спектральних параметрів оптичних світлофільтрів використовують спектрофотометр СФ-4 (див. лабораторну роботу № 8). За допомогою цього приладу знімають криві розподілу інтенсивності у спектрах пропускання абсорбційного (не менш як 20 точок на область пропускання) та інтерференційного (не менш як 7 точок) СФ. Для інтерференційного СФ по спектру визначають пропускання в максимумі смуги, параметр добротності, фактор контрастності. Також обраховують кутову апертуру.

Література: [2, 6].

РОБОТА 10. ВИМІРЮВАННЯ ЕЛЕКТРОННОЇ ТЕМПЕРАТУРИ ГАЗОВОГО РОЗРЯДУ

Деякі питання теорії та методики виконання роботи

У газорозрядних джерелах світла випромінює плазма – іонізований квазінейтральний газ. Характер випромінювання плазми зумовлений перебігом багатьох елементарних процесів, які визначають заселеності енергетичних станів молекул, атомів та іонів. Унаслідок різноманітності процесів, що відбуваються у просторово неоднорідній плазмі, аналітично описати реальну плазму у загальному випадку неможливо. Тому користуються спрощеними моделями.

Відомо, що час встановлення рівноваги між частинками, що знаходяться у даному стані, набагато менший за характерний час обміну енергією між ансамблями частинок різних станів. Це дає можливість визна-

чити стаціонарні стани таких частинок деякими ефективними температурами, що характеризують середні значення енергії частинок цих ансамблів.

Розподіл «важких» частинок по швидкостях, зазвичай, є максвеллівським з характерною температурою T_0 , яку називають температурою частинок (атомів, іонів, молекул) або температурою газу:

$$f_i(v) = 4\pi N_i \left(\frac{m_i}{2\pi k T_0} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot v^2 e^{-\frac{m_i v^2}{2k T_0}},$$

де N_i – концентрація; m_i – маса частинок даного сорту; v_i – швидкість частинок даного сорту.

Розподіл електронів по швидкостях може суттєво відрізнятись від максвеллівського. У цьому випадку електронам не можна приписати якусь ефективну температуру. Однак у не дуже сильних полях і не дуже малих тисках основна частина електронів може бути описана «рівноважним» розподілом, де замість m_i повинна стояти маса електрона m_e , а замість T_0 «електронна температура» T_e .

Для заселеності даного енергетичного рівня частинки з енергією E_k формально можна записати закон розподілу Больцмана

$$N_k = N_0 \frac{g_k}{g_0} e^{-\frac{E_k}{k T_k}},$$

де N_0 – заселеність основного рівня; g_0 та g_k – статистична вага або кратність виродження рівнів; T_k – температура збудження даного рівня.

Для плазми, що знаходиться у стані термічної рівноваги, усі зазначені розподіли співпадають. Збудження атомів відбувається переважно унаслідок зіткнень атомів з електронами, тому температура збудження атомів практично дорівнює електронній температурі.

За умови не дуже високої локальної густини променистої енергії випромінювання газового розряду збуджені атоми (іони, молекули) переходять у більш низький енергетичний стан переважно спонтанно. Таким чином, спектральна лінія, що виникає при переході з рівня k на рівень i з частотою:

$$\nu_{ki} = \frac{E_k - E_i}{h},$$

характеризується ймовірністю спонтанного переходу A_{ki} , що показує

долю атомів, які переходять з даного рівня k на рівень i в одиницю часу. Інтенсивність випромінювання в даній лінії, тобто енергія, що випромінюється за 1 с з 1 см³ прозорої плазми,

$$I_{ki} = N_k A_{ki} h\nu_{ki}.$$

В основу методу вимірювання електронної температури плазми газового розряду, розробленого Орнтейном, покладено спектроскопічне визначення температури по вимірюваннях відносних інтенсивностей спектральних ліній.

Суть методу полягає у наступному. Розглядаються дві спектральні лінії, що виникають при переході між збудженими рівнями одного сорту частинок (атомів, іонів даної кратності тощо). Якщо заселеності усіх цих рівнів задовольняють розподілу Больцмана з однією і тією ж температурою збудження T , то, записуючи вираз для інтенсивності обох ліній та комбінуючи їх, отримаємо

$$\frac{I_{ki}}{I_{lm}} = \frac{g_k}{g_l} \cdot \frac{A_{ki}}{A_{lm}} \cdot \frac{\nu_{ki}}{\nu_{lm}} e^{-\frac{E_k - E_l}{kT_e}}.$$

Вимірявши відносні інтенсивності двох ліній, по формулі можна визначити електронну температуру T . На практиці для збільшення надійності виконують такі вимірювання не для одної, а для більшого числа пар ліній з різними значеннями $\Delta E = E_k - E_l$ і обробку виконують графічно на основі рівняння

$$\lg \frac{I_{ki}}{I_{lm}} = \lg \frac{A_{ki} g_k}{A_{lm} g_l} \cdot \frac{\lambda_{lm}}{\lambda_{ki}} \cdot \frac{5400}{T_e} (E_k - E_l),$$

де E виражено в електронвольтах. Лінійність отриманого графіка буде свідчити про справедливість застосованих наближень, а тангенс кута нахилу визначає електронну температуру T .

Робота виконується на спектрометрі ІСП-51, за допомогою якого вимірюють відносні інтенсивності 4-х ліній ртуті, що виникають у високочастотному (ВЧ) розряді.

Порядок виконання роботи

1. Увімкнути блок живлення безелектродних ВЧ ламп, фотоелектронного помножувача ФЕП та підсилювача постійного струму (ППС).

2. Через 1 – 2 хвилини увімкнути анодну напругу на блоці живлення ВЧ ламп, високу напругу на блоці живлення ФЕП та вентилятор для

примусового охолодження безелектродних ламп.

3. Встановити оптимальний струм у магнетроні, що є джерелом ВЧ поля.

4. Від'юстувати освітлювальну систему.

5. Ручним обертанням призми візуально спостерігати спектр. Переконатися, що фотоелектронна система спектрометра чутлива до спектра випромінювання.

6. Настроїти спектрометр на центр синьої лінії. Змінюючи освітленість вхідної щілини, досягти показань амперметра на ППС трохи менше за 100 умовних одиниць. Зафіксувати інтенсивність даної спектральної лінії.

7. Настроїтись на одну з жовтих ліній дублета. Зафіксувати її інтенсивність.

8. Ті ж самі операції виконати для зеленої лінії та другої жовтої.

9. Вимірювання інтенсивності двох пар ліній повторити тричі.

10. Визначити середні значення відносних інтенсивностей ліній в кожній парі (синя – жовта1, зелена – жовта2).

11. Обрахувати електронну температуру розряду для двох пар ліній. Необхідні параметри спектральних ліній ртуті наведено в Додатку.

Література: [2 , 6].

РОБОТА 11. ВИМІРЮВАННЯ СПЕКТРІВ ФЛЮОРЕСЦЕНЦІЇ. ПЕРЕВІРКА ПРАВИЛА ЛЬОВШИНА

Деякі питання теорії та методики виконання роботи

Люмінесценцію можна визначити як спонтанне випромінювання, надлишкове над тепловим, що має скінчену тривалість, і яке виникає при спектроскопічних переходах атомів, молекул, кристалів із збуджених електронних станів в основний стан. Збуджені стани можуть бути отримані у різний спосіб, зокрема, при збудженні світлом у смузі поглинання речовини (фотолюмінесценція).

Енергетичні стани молекули та можливі електронні переходи між ними можна представити у вигляді схеми рівнів енергії, де кожний електронний рівень розщеплюється на ряд коливальних підрівнів (Рис. 13).

При поглинанні кванту світла молекула переходить з нижнього коливального підрівня основного стану S^0 на збуджений рівень S^* зі своїми коливальними підрівнями. За рахунок явища внутрішньої конверсії енергії (термалізації) за час $10^{-12} - 10^{-13}$ с молекула переходить на нижній коливальний підрівень збудженого електронного стану. Саме з цього

рівня при переході на будь-який коливальний підрівень основного стану відбувається випромінення – флюоресценція.

З такого представлення випливає, що спектр флюоресценції $I_{фл} = f(\lambda)$ та квантовий вихід флюоресценції $\varphi = n_{фл}/n_{погл}$ (де $n_{фл}$ та $n_{погл}$ - число квантів флюоресценції і тих, що поглинулись) не залежить від довжини

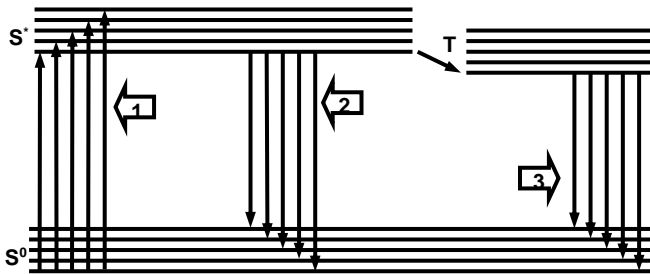


Рис.13 Енергетична схема рівнів молекули. 1 – поглинання, 2 – флюоресценція, 3 – фосфоресценція.

хвилі збуджуючого світла (Закон Вавілова).

Оскільки енергія поглинутого кванта частково витрачається на теплові коливання, енергія кванту флюоресценції виявляється меншою, тобто спектр флюоресценції зсунутий у довгохвильовий бік відносно найбільш довгохвильової смуги поглинання (Закон Стокса).

Форма смуг флюоресценції визначається розподілом коливальних підрівнів основного стану, тобто відображує коливальну структуру основного стану. Для багатьох молекул розподіл коливальних підрівнів по енергіях в основного та збудженого станів однаковий; отже смуги флюоресценції та поглинання будуть дзеркально-симетричними відносно так званого $0 - 0$ переходу (Правило дзеркальної симетрії Льовшина, рис.11–2).

Одним із шляхів безвипромінювальної дезактивації збудженої молекули є інтеркомбінаційна конверсія в триплетний стан T . Випромінювальний перехід $T \rightarrow S^0$, заборонений по спіну, призводить до появи фосфоресценції зі смугою, розташованою у більш довгохвильовій області, ніж смуга флюоресценції.

В лабораторній роботі для збудження спектрів флюоресценції використовують газорозрядну лампу на парах ртуті високого тиску (типу ПРК). Необхідну ділянку спектра виділяють обрізуючим фільтром (УФС). При дослідженні флюоресценції з поверхні твердого зразка, останній розташовують так, щоб відбитий промінь пішов з оптичної вісі. Розчин досліджують у звичайній 90° -ій геометрії (рис. 11-3).

Порядок виконання роботи

1. Встановити на базі спектрометра ИСП-51 оптичну схему для вимірювання люмінесценції.
2. Від'юстувати освітлювальну систему.
3. Записати спектр люмінесценції досліджуваних зразків (люмінофорної поверхні та розчину барвника Р6Ж).
4. Розрахувати спектр розподілу енергії по спектру випромінювання з урахуванням спектральної чутливості СП.
5. Зіставити нормований спектр флюоресценції Р6Ж із нормованим спектром поглинання. Перевірити, чи виконується правило дзеркальної симетрії.

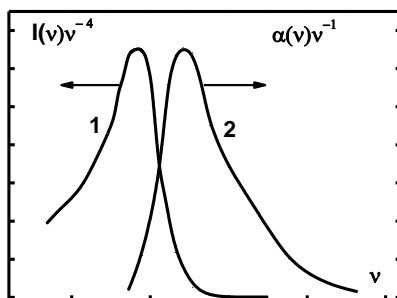


Рис. 14 Взаємне розташування нормованих контурів флюоресценції (1) та поглинання (2).

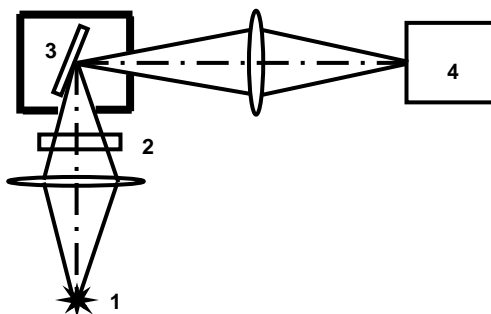


Рис. 15 Оптична схема вимірювання флюоресценції. 1 – ртутна лампа, 2 – ультрафіолетовий фільтр, 3 – зразок, 4 – призмий спектрометр.

Література: [1, 3].

Додаток 1: Значення функції Планка у безрозмірних одиницях

z	$r(z)$	z	$r(z)$	z	$r(z)$
0,2	7,3544E-6	0,365	0,02717	0,53	0,29068
0,205	1,19095E-5	0,37	0,03051	0,535	0,30273
0,21	1,87936E-5	0,375	0,03411	0,54	0,3149
0,215	2,8954E-5	0,38	0,03801	0,545	0,32719
0,22	4,36242E-5	0,385	0,04218	0,55	0,33958
0,225	6,4378E-5	0,39	0,04666	0,555	0,35206
0,23	9,3186E-5	0,395	0,05144	0,56	0,36461
0,235	1,32472E-4	0,4	0,05652	0,565	0,37723
0,24	1,8517E-4	0,405	0,06191	0,57	0,38991
0,245	2,54775E-4	0,41	0,06762	0,575	0,40262
0,25	3,45392E-4	0,415	0,07364	0,58	0,41537
0,255	4,61779E-4	0,42	0,07997	0,585	0,42813
0,26	6,09378E-4	0,425	0,08663	0,59	0,4409
0,265	7,94339E-4	0,43	0,09359	0,595	0,45366
0,27	0,00102	0,435	0,10088	0,6	0,46641
0,275	0,0013	0,44	0,10847	0,605	0,47914
0,28	0,00165	0,445	0,11637	0,61	0,49182
0,285	0,00206	0,45	0,12457	0,615	0,50446
0,29	0,00255	0,455	0,13307	0,62	0,51705
0,295	0,00312	0,46	0,14186	0,625	0,52957
0,3	0,0038	0,465	0,15093	0,63	0,54202
0,305	0,00459	0,47	0,16028	0,635	0,55438
0,31	0,0055	0,475	0,16991	0,64	0,56665
0,315	0,00655	0,48	0,17979	0,645	0,57883
0,32	0,00775	0,485	0,18992	0,65	0,59089
0,325	0,0091	0,49	0,20029	0,655	0,60284
0,33	0,01063	0,495	0,2109	0,66	0,61467
0,335	0,01234	0,5	0,22173	0,665	0,62638
0,34	0,01425	0,505	0,23276	0,67	0,63794
0,345	0,01637	0,51	0,24399	0,675	0,64937
0,35	0,01871	0,515	0,25541	0,68	0,66065
0,355	0,02128	0,52	0,26701	0,685	0,67178
0,36	0,0241	0,525	0,27877	0,69	0,68275

Додаток 2: Таблиця спектральних ліній ртуті

Колір, область спектра	λ_{ij} (Å)	E_i (cm ⁻¹)	$A_{ij} \cdot g_i$ (10 ⁸ c ⁻¹)
Уф	3650		
Уф	3663		
Уф	3984		
Фіолетова	4047		
Фіолетова	4078		
Фіолетова	4108		
Синя	4344		
Синя	4347		
Синя	4358.35	62350	86
Бірюзова	4916		
Зелена	5460.74	62350	86
Жовта	5769.59	71396	8.6
Жовта	5790.65	71333	10

Література

1. Борбат А.М., Горбань И.С., Охрименко Б.А. и др.; Оптические измерения. – К., 1967.
2. Лебедева В.В. Экспериментальная оптика. – М., 1994.
3. Левшин В.Л., Левшин Л.В. Люминесценция и ее применение, – М., 1972.
4. Малышев В.И. Введение в экспериментальную спектроскопию. – М., 1979.
5. Нагибина И.М., Москалев И.А., Полушкина Н.А, Рудин В.Л. Прикладная физическая оптика. – М., 2002.
6. Оптика и атомная физика: Лабораторный практикум по физике / Под ред. Р.И.Солоухина. – М., 1976.
7. Техніка спектроскопії: Спеціальний фізичний практикум / За ред. Б.А.Охрименко. – К., 1973.